

УДК 532.5

ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛНОНЕЛИНЕЙНЫХ БАРОКЛИННЫХ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ НА СЕВЕРО-ВОСТОЧНОМ ШЕЛЬФЕ ОСТРОВА САХАЛИН

А. А. Куркин, О. Е. Куркина, Е. А. Рувинская
(НГТУ им. Р. Е. Алексеева, г. Нижний Новгород)

В рамках настоящей работы для численного исследования особенностей бароклинных течений было выбрано несколько вертикальных "разрезов" в северо-восточной части шельфовой зоны острова Сахалин, богатой месторождениями нефти и газа и представляющей собой уникальную экосистему. Показано, что бароклинный компонент вносит существенный вклад в поле течений и имеет сложную многомодовую сильно-нелинейную структуру. Выделено несколько режимов трансформации длинных волн, получены оценки амплитуд как волн бароклинного прилива, так и короткопериодных внутренних волн, генерируемых на их фронтах. Выполненное численное моделирование позволяет сделать вывод о том, что волны бароклинного прилива и интенсивные внутренние волны могут способствовать образованию подводных дюн в прибрежной зоне этой части акватории, как это отмечалось в работах, посвященных натурным наблюдениям, а также влиять на функционирование всей прибрежной экосистемы.

Ключевые слова: стратифицированная среда, морской шельф, уединенные волны, придонные скорости, число Фруда, численное моделирование, солибор, вейвлет-анализ, корреляционный анализ.

Введение

В последние десятилетия прибрежные зоны большинства морей активно исследуются, поскольку именно там сосредоточены огромные экономический и стратегический потенциалы. При этом основной гидрометеорологической информацией при проектировании инженерной инфраструктуры (и сопряженного с ним прогноза размыва берегов, динамики отложения наносов и оценивания пиковых нагрузок на гидротехнические сооружения), а также при осуществлении хозяйственной деятельности и экологического мониторинга в прибрежной зоне является информация об особенностях волновых полей, причем для морей с сильными приливами важно учитывать также влияние внутренних волн. Инструментальные измерения ограничены во времени и производятся лишь для определенных участков шельфа, что вынуждает исследователей прибегать к численному моделированию. Первый важный вопрос здесь — это собственно гидродинамическое моделирование: выбор модели, ее возможности и ограничения.

Классификация движений в океане основывается на отношении их характерных масштабов — вертикального H и горизонтального L . По значению $\varepsilon = H/L$ ориентировочно определяют принадлежность движения к одному из двух классов: гидростатическому (предполагается допустимость пренебрежения вертикальным ускорением в уравнении движения по вертикали) либо негидростатическому (уравнение движения по вертикали не редуцируется и определяет динамическую компоненту давления). Обзор современных численных океанологических моделей негидростатической динамики дан в работе [1]. Выбор в пользу негидростатики отдается при $\varepsilon > O(10^{-2})$. Для внутренних волн есть еще один критерий — сравнимость характерной частоты волнового процесса с частотой плавучести в стратифицированной жидкости (см., например, [2]). Регионы шельфа с изменчивой морфометрией, резким перепадом глубин, необходимостью учета приливного воздействия должны являться объектом негидростатического нелинейного моделирования, поскольку имеют

элементы интенсивной динамики с выраженным вертикальным движением.

Негидростатические расчеты требуют высокой степени подробности как по пространству, так и по времени и, соответственно, являются ресурсозатратными с точки зрения машинного времени и используемых объемов памяти и места для хранения результатов расчетов. Численное негидростатическое моделирование трехмерной динамики трансформации прилива на шельфе становится нередким явлением (см., например, [3–5]), однако этот процесс весьма трудоемкий с точки зрения как инициализации самой модели, так и процесса расчетов и анализа результатов. Кроме того, следует отметить, что трехмерные негидростатические численные океанологические расчеты в масштабах шельфовой зоны в каком-либо регионе пока не проводились в Российской Федерации (подобные расчеты известны авторам только для стратифицированных озер [6, 7]; перспективы есть и в применении отечественного пакета программ "Логос", который уже успешно использовался для моделирования динамики уединенных внутренних волн в гидродинамическом лотке и сравнения с экспериментом [8]).

Другой вариант, существенно более простой как для инициализации и интерпретации результатов, так и для расчетов, — это использование двумерных негидростатических моделей (вертикальная плоскость), в которых физические величины изменяются только в поперечном к шельфу и вертикальном направлениях. Примеры успешного двумерного негидростатического моделирования приливной динамики на шельфе можно найти, например, в работах [9–12], где предсказанная структура волновых полей хорошо согласуется с наблюдаемой. При этом расчеты производятся вдоль разрезов, расположенных примерно перпендикулярно к изобатам либо вдоль лучей распространения прилива. Генерируемые при этом внутренние приливные волны предполагаются плоскими и распространяющимися по нормали к неровностям дна, а изменчивость параметров волновых полей в направлении нормали — много большей, чем по касательной к ним. Такой подход (выбор плоского разреза) повсеместно используется и для изначально трехмерных моделей, поскольку позволяет в первом приближении исследовать основные режимы динамики внутренних волн на выбранном квазиоднородном (в поперечном направлении к линии распространения волны) участке шельфа. Так,

например, в работе [12], посвященной исследованию трансформации внутренних волн вблизи атолла архипелага Дунша, отмечается, что, хотя используемая модель SUNTANS [13] является трехмерной, несмотря на сложность реалистичного поля внутренних волн, предпочтительнее использовать полуидеализированное двумерное численное моделирование для интерпретации основных особенностей в записях полевых наблюдений колебаний температуры в толще воды на склонах при прохождении внутренних волн.

Важной особенностью процесса моделирования бароклинных волновых движений является высокая подробность сетки по горизонтали, чтобы численно индуцированная дисперсия была малой по сравнению с физической дисперсией [14]. Не менее важна также подробность сетки и по вертикали. Наиболее часто используемые для решения океанологических негидростатических задач программные комплексы отличаются:

- разными исходными системами уравнений гидродинамики: решаются либо уравнения Навье—Стокса с отличающимися подходами к моделированию турбулентных течений (RANS, LES, DNS), либо система уравнений Эйлера для невязкой жидкости;
- типами сетки и используемой системой координат;
- схемой пространственной и временной дискретизации;
- методом и типом решателя эллиптического уравнения для давления;
- программной реализацией.

Так, например, в общеизвестной модели глобальной циркуляции Массачусетского технологического института (MITgcm [15]) для решения уравнений Навье—Стокса, осредненных по Рейнольдсу (RANS), по горизонтали используются ортогональные криволинейные координаты, вертикальные координаты представлены в виде z -координат, а в качестве метода применяется метод конечных объемов. В негидростатической версии региональной системы моделирования океана (ROMS-NH [2]) используются сигма-координаты для системы уравнений Навье—Стокса. Стэнфордская модель SUNTANS использует неструктурированную сетку по горизонтали и z -координаты по вертикали для LES (метод конечных объемов), стратифицированная модель океана с адаптивным уточнением

(SOMAR [16]) реализует LES на криволинейной сетке. Популярным вычислительным инструментом стала модель FVCOM-NH [17] (неструктурированная сетка по горизонтали, обобщенные сигма-координаты по вертикали, метод конечных объемов); относительно недавно появилась модель GCCOM для LES с криволинейными координатами и конечно-разностной схемой [18].

Проекты негидростатических океанологических моделей активно развиваются, но при этом растет сложность создаваемых моделей, как вычислительная, так и связанная с инициализацией и, самое главное, адекватной интерпретацией и оценкой полученных в ходе вычислений результатов. Поэтому наравне со сложными трехмерными моделями во многих исследованиях продолжают также использоваться упрощенные модели, позволяющие приближенно описывать основные характерные режимы волновой динамики.

Основные уравнения и описание модели

В настоящей работе для моделирования динамики внутренних волн применяется программный комплекс IGW Research [19], реализующий процедуру численного интегрирования полностью нелинейной двумерной (в вертикальной плоскости) системы уравнений гидродинамики невязкой несжимаемой стратифицированной жидкости в приближении Буссинеска с учетом влияния баротропного прилива [20]:

$$\vec{V}_t + (\vec{V} \nabla) \vec{V} - f \vec{V} \times \vec{k} = -\nabla P - \vec{k} \rho g; \quad (1)$$

$$\rho_t + \vec{V} \nabla \rho = 0; \quad (2)$$

$$\nabla \vec{V} = 0; \quad (3)$$

$$\rho = \frac{\rho_f - \rho_0}{\rho_0}, \quad (4)$$

где $\vec{V}(u, v, w)$ — вектор скорости; нижний индекс t обозначает производную по времени; ∇ — оператор трехмерного векторного градиента; ρ_f — плотность морской воды, ρ_0 — постоянная характерная плотность (возникает в силу предположения, что плотность воды в исследуемом бассейне меняется незначительно, т. е. в силу приближения Буссинеска $\rho_f = \rho_0(1 + \rho)$); ρ — безразмерная величина (аномалия плотности); g — гравитационное ускорение; f — параметр Кориолиса, \vec{i} и \vec{k} — единичные орты по осям Ox и Oz . Волны распространяются в направле-

нии Ox , ось Oy перпендикулярна движению волны, z — вертикальная координата.

Нормальная к плоскости распространения волны (поперечного сечения) скорость включена в модель, но никакое изменение по координате y не допускается. Это достигается пренебрежением частными производными по y в принципиально трехмерных уравнениях (1)–(4). Уравнения преобразуются в так называемой сигма-координатной сетке по вертикали и решаются в области, ограниченной снизу батиметрией $h(x)$ (заданной пользователем) и жесткой крышкой на поверхности. На дне ставится условие непротекания, боковые границы являются открытыми с дополнительным приливным форсингом на глубоководной границе. Для инициализации модели необходимо задать невозмущенное горизонтально однородное поле плотности водных масс $\rho_{mean}(z)$, а также распределение скоростей в баротропном приливном поле в расчетной области. Шаги численной схемы в пространстве и времени выбираются так, чтобы удовлетворять критерию устойчивости Куранта—Фридриха—Леви. Процедура численного решения системы основана на неявной предиктор-корректорной двухшаговой конечно-разностной схеме, которая реализована в программном комплексе IGW Research [19].

Инициализация модели

Целью настоящей работы является исследование сценариев трансформации приливных волн и пространственных особенностей бароклинных течений в северо-восточной части шельфа острова Сахалин, где сосредоточены основные месторождения углеводородов. Специфика поставленной задачи, не затрагивающая вопросы обрушения короткопериодных волн и образования турбулентных течений в зоне внутреннего прибоя, позволяет использовать упомянутый ранее программный комплекс для определения динамических режимов и верхних оценок скоростей внутренних волн в выбранном регионе. Сложный характер приливных течений [21, 22], скорости которых выступают в качестве баротропного форсинга на глубоководной границе, в численной модели гидродинамики, определяемой уравнениями (1)–(4), делает исследуемые процессы неудобными для моделирования [23] и препятствует выделению одного преобладающего направления распространения длинной волны по

направлению к шельфу. Поэтому было решено рассматривать несколько направлений, почти перпендикулярных изобатам. Еще одним критерием выбора расположения разрезов является условная "цилиндричность" среды в окрестности моделируемой секции. Использовались многокомпонентный прилив (M_2 , S_2 , K_1 , O_1 , P_1 , Q_1), амплитуды и фазы которого определены из модели TPXO 8 (А TOPEX/Poseidon Global Tidal Model), основанной на данных спутниковой альтиметрии [24]. Поля скоростей в начальный момент времени вдоль всего разреза пересчитываются стандартно в соответствии с законом сохранения потока, уравнением неразрывности и одной из проекций уравнения (1) в линейном приближении для вычисления v (см., например, [25]). Поскольку в модели TPXO отдельно определяются амплитуды и фазы для зональной и меридиональной компонент скорости приливной волны, то находились проекции обеих компонент на направление разреза. Данные стратификации взяты из климатического атласа WOA18 с шагом по углу $0,25^\circ$ для летнего сезона, а батиметрия — из Gebco 2014 с ша-

гом $1'$. Для того чтобы при моделировании учитывать только наиболее характерные особенности стратификации плотности и батиметрии дна, обе функции параметризовались с помощью определенных моделей (суммы синусов или гауссовых функций — для батиметрии, суммы экспонент либо гиперболических тангенсов — для плотности).

На рис. 1 представлено схематичное расположение разрезов на шельфе острова Сахалин.

Результаты моделирования и их анализ

Перейдем теперь к обсуждению результатов моделирования на примере нескольких разрезов.

Первая группа разрезов расположена на севере острова Сахалин (см. рис. 1). Оба разреза в мелководной зоне примыкают к полуострову Шмидта вблизи мыса Елизаветы. Разрез 1_2 в глубоководной зоне начинается из котловины Дерюгина. Обе плоскости проходят через Дерюгинский и Северо-Сахалинский нефтегазоносные бассейны и относятся к блоку "Сахалин-5". Несмотря на относительную близость располо-

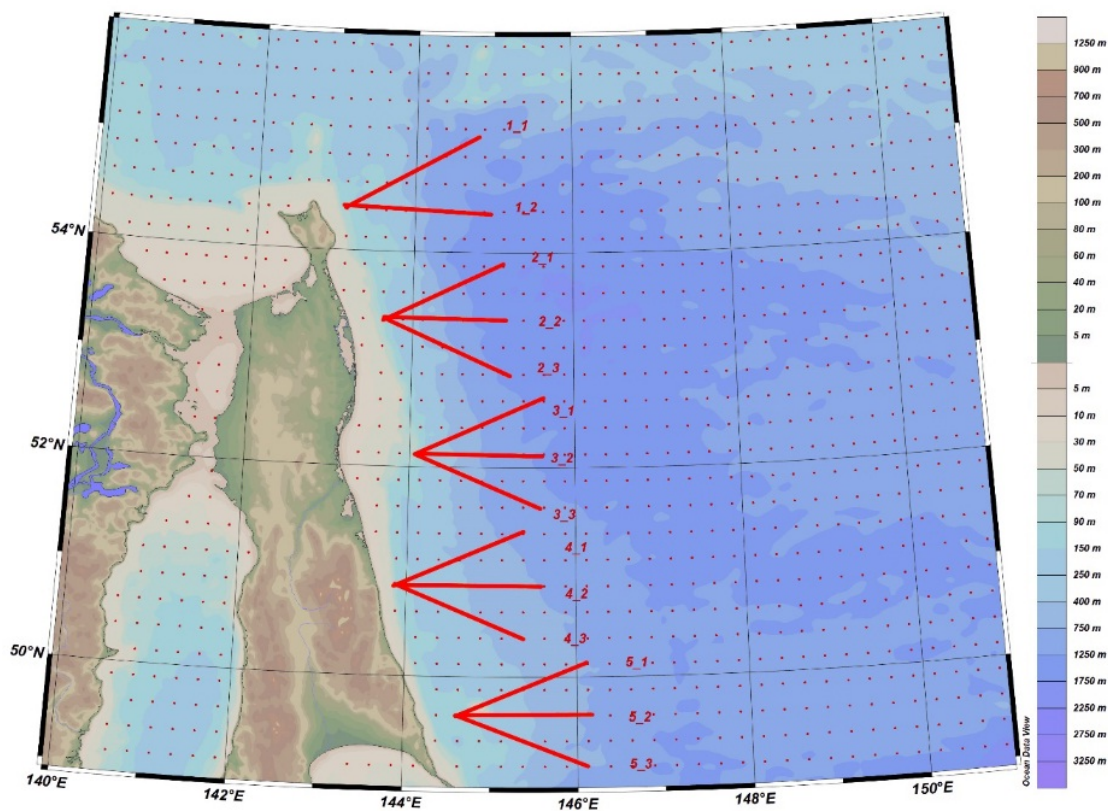


Рис. 1. Географическое расположение разрезов в Охотском море, вдоль которых проводилось моделирование динамики внутренних волн

жения и сходный рельеф дна, разрезы отличаются структурой приходящих приливных волн. Для того чтобы количественно сравнить приливный форсинг, введем следующие характеристики: $Q = \tilde{u}H$ [м²·с⁻¹] — *объемный* расход жидкости, где H — глубина на левой границе, а \tilde{u} — средняя (по времени моделирования) амплитуда баротропного прилива на левой границе (Q сохраняется вдоль разреза, скорость постоянна

по z); $E_k = \frac{1}{2}\tilde{u}^2 \int_{-H}^0 \rho(z) dz$ [кг·с⁻²] — плотность

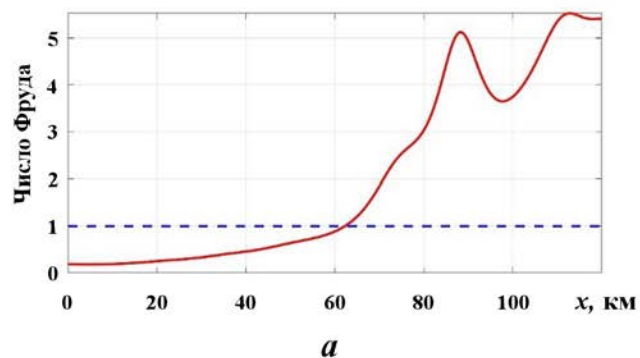
кинетической энергии на левой границе. Значения этих параметров для первой группы разрезов представлены в таблице.

В работе [26] для классификации процессов, происходящих при генерации внутренних волн, предлагается использовать число Фруда, определяемое как $Fr = u_{max}/c$, где c — фазовая скорость длинных внутренних волн низшей моды, а u_{max} — скорость баротропного прилива в заданной точке трассы. При "критическом" режиме, когда $Fr > 1$, генерация сильнонелинейных внутренних волн приливом возможна на любой широте.

На рис. 2 представлены графики значений числа Фруда для трасс 1_1 и 1_2. Видно, что критическое значение, при котором число Фру-

Расход и плотность кинетической энергии для разрезов 1_1 и 1_2

Разрез	$Q, \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	$E_k, \text{кг} \cdot \text{с}^{-2}$
1_1	76,3	2316
1_2	74	2260



да равно 1, достигается на 62 км первой трассы и на 92 км второй трассы. Это свидетельствует о том, что на достаточно протяженных участках разрезов 1_1 и 1_2 приливом могут генерироваться интенсивные внутренние волны. Полное время расчета составило 72 ч, что соответствует примерно 2,5 цикла преобладающего суточного компонента прилива (в работе [26] отмечалось, что полная периодичность процесса достигается примерно через 2–3 приливных цикла).

Характерный для обоих разрезов сценарий взаимодействия бароклинной волны с дном состоит в том, что происходит частичное отражение волновой энергии от особенностей донного рельефа: если в разрезе 1_1 это происходит между 80 и 90 км трассы, то в разрезе 1_2 — около 60 км трассы, где расположен узкий острый уступ. В обоих разрезах генерируются структуры, напоминающие солиборы, с короткопериодными внутренними волнами умеренных амплитуд на фронтах. При этом для изопикн (линий одинаковой плотности), находящихся в невозмущенном состоянии на глубине 70 м, амплитуды бароклинных волн достигают 30 м, а короткопериодные волны имеют высоты порядка 10 м. Волновое поле имеет сложную многомодовую структуру. Проанализируем особенности поля скорости, индуцированного внутренними волнами.

На рис. 3 показано распределение вероятностей превышения уровня для придонных скоростей. Эта величина является интегральной, т. е. характеризует распределение вероятностей на основе значений, полученных за все время моделирования. Можно видеть, что небольшое изменение градиента на кромке шельфа (например, "уступ" между 70 и 100 км для разреза 1_1 и

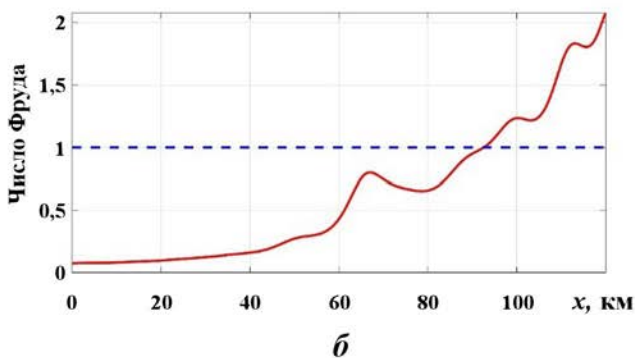


Рис. 2. Значения числа Фруда вдоль трасс 1_1 (а) и 1_2 (б)

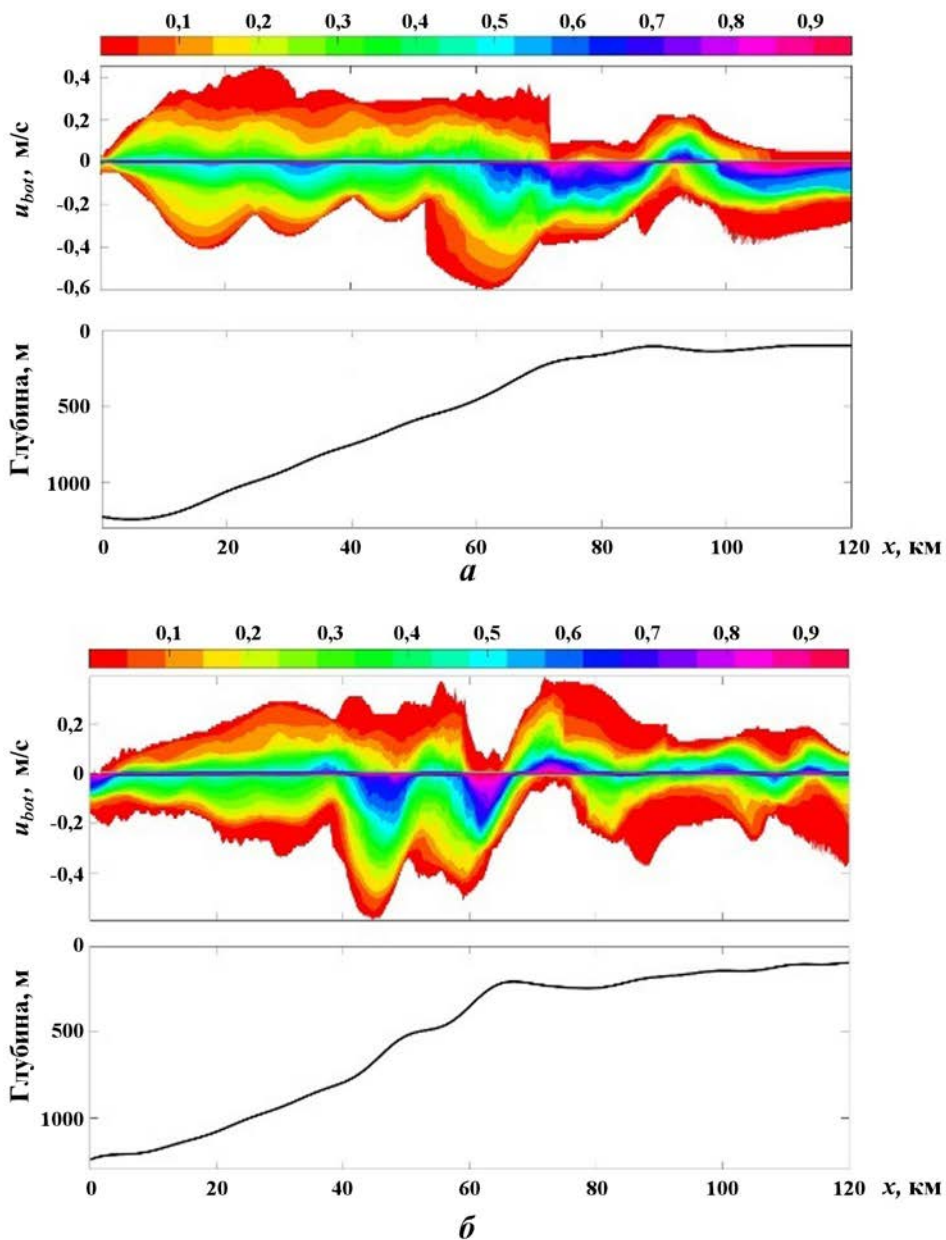


Рис. 3. Распределение вероятностей превышения уровня для придонных скоростей в разрезах 1_1 (а) и 1_2 (б)

в зоне 60–80 км для 1_2 — см. рис. 3) рождает существенную асимметрию в распределении скорости; потоки до и после уступа — разнонаправленные. В таких областях, очевидно, будут происходить процессы активного преобразования рельефа дна. Также стоит отметить, что диапазон изменения скоростей примерно одинаков для глубоководной и мелководной частей. Это связано с генерацией короткопериодных внутренних волн, в которых максимальные значения скоростей достигаются на дне и поверхности.

На рис. 4 показано распределение вероятностей превышения уровня по глубине для горизонтальных скоростей в фиксированных точках рассматриваемых разрезов.

Как видно из рис. 4, поле горизонтальной скорости существенно неоднородно по вертикали во всех точках, тогда как скорость в баротропном приливе не меняется с глубиной. Заметна также асимметрия распределений на дне и на поверхности жидкости, где, очевидно, достигаются максимальные по модулю значения скорости. При этом в среднем слое существуют точки, в кото-

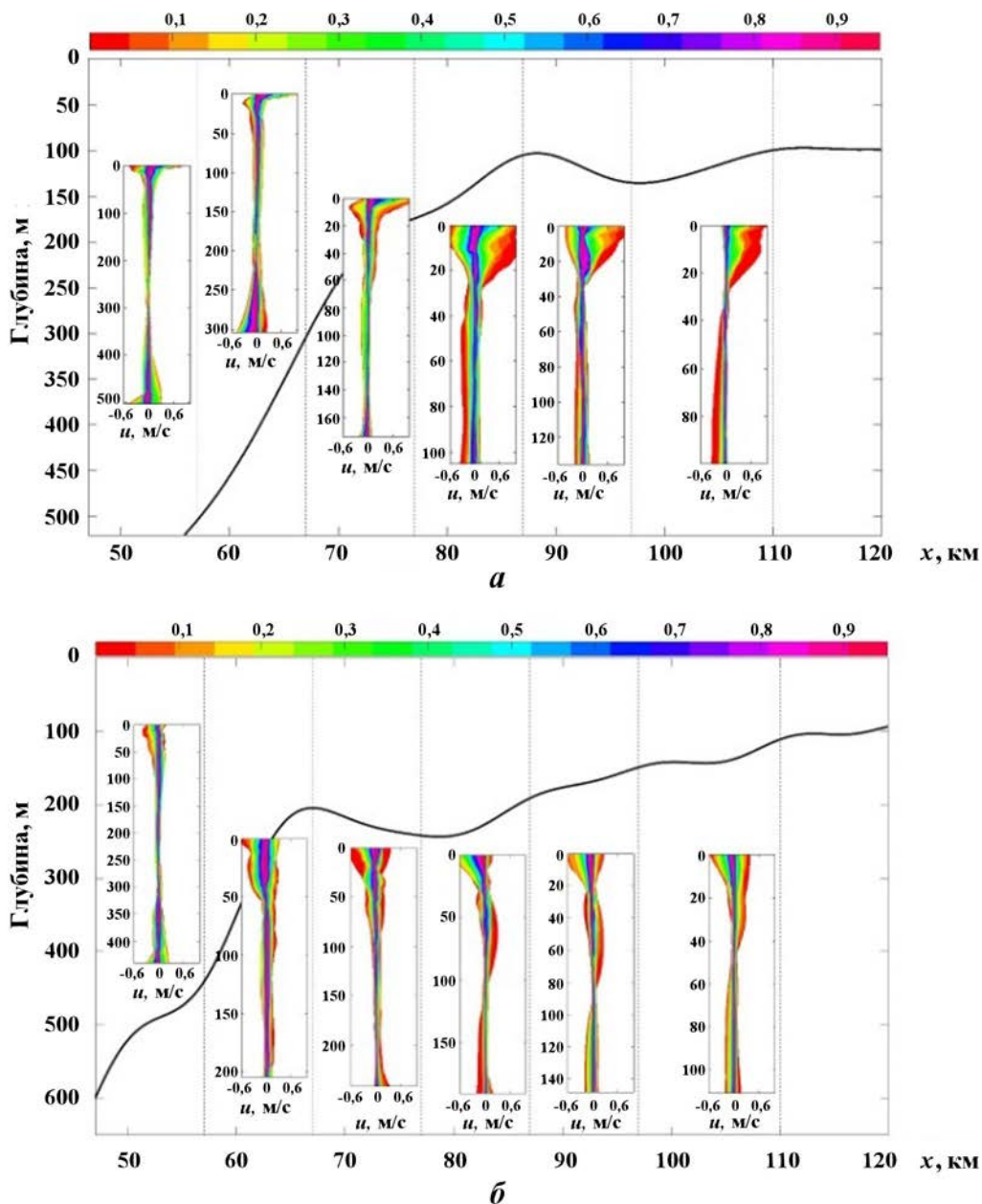


Рис. 4. Распределение вероятностей превышения уровня по глубине для горизонтальных скоростей в фиксированных точках разрезов 1_1 (а) и 1_2 (б). Пунктиром выделены позиции точек по координате x , для которых строилось распределение

рых скорости все время близки к нулю, а выше и ниже них — разнонаправленные потоки. Такое распределение скоростей может создавать изгибные моменты в конструкциях гидротехнических сооружений, что необходимо учитывать при их проектировании.

Вторая группа разрезов (см. рис. 1) имеет общую точку на северо-восточном шельфе острова Сахалин вблизи залива Пильтун, а в глубоководной зоне все три разреза выходят из котловины Дерюгина. Разрезы прохо-

дят через нефтегазоконденсатное месторождение Пильтун-Астохское и Одопту-море. Как отмечается в статье [27], акватория месторождения находится в зоне транзита осадочного материала: в этой части шельфа на дне выявлены подводные гряды с подвижными мезоформами рельефа дна — песчаными дюнами амплитудой 1–4 м.

На рис. 5 представлено распределение вероятностей превышения уровня для придонных скоростей вдоль центрального разреза 2_2. Хотя

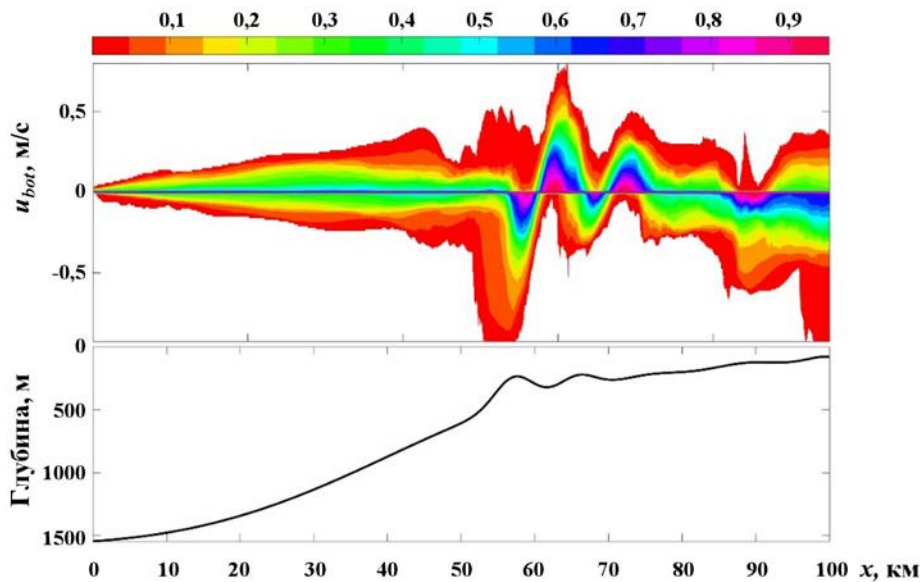


Рис. 5. Распределение вероятностей превышения уровня для придонных скоростей в разрезе 2_2

приливный форсинг здесь слабее, чем для разрезов 1_1 и 1_2 ($Q = 51 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, а $E_k = 873 \text{ кг} \times \text{с}^{-2}$), у дна наблюдаются достаточно сильные течения, которые при этом имеют сложный разнонаправленный характер, особенно в зоне отмели. Такая картина связана с распространением волн бароклинного прилива и генерируемыми на их фронтах интенсивными внутренними волнами, которые могут способствовать образованию подводных дюн в прибрежной зоне этой части акватории, поскольку здесь донные отложения представлены мелкими и нерасчлененными песками. Вертикальная структура волновых полей также обладает особенностями. Так, например, изопокины на разных глубинах в фиксированный момент времени отклоняются в разных направлениях, причем даже визуально заметен пространственный сдвиг изопокин относительно друг друга на разных глубинах.

Оценим количественно отмеченные различия. Для этого выделим несколько изопокин на разных глубинах (например, таких, которые имеют невозмущенные состояния на глубине 30, 70 и 100 м). Построим взаимную корреляцию отклонений изопокин на разных уровнях как по времени, так и по пространству (по времени выбран интервал, когда стала четко различима бароклинная компонента волнового поля).

На рис. 6 представлены графики взаимно корреляционных функций со сдвигом по пространству (для интервала времени от 15 до 38 ч) и

со сдвигом по времени (для x от 10 до 80 км) для изопокин, расположенных в невозмущенном состоянии на глубине 30, 70 и 100 м. Из рис. 6, а видно, что максимальное значение коэффициента корреляции достигается для изопокин 30 и 100 м при сдвиге по пространству примерно 5–10 км, изопокины 70 и 100 м лучше всего коррелируют при отсутствии сдвига по пространству (см. рис. 6, б). По времени для изопокин 30 и 100 м максимальная взаимная корреляция в мелководной зоне достигается при сдвиге от часа до нескольких часов (см. рис. 6, в), тогда как в глубоководной зоне хорошо коррелируют не сдвинутые друг относительно друга изопокины. Для изопокин, расположенных в невозмущенном состоянии на глубине 70 и 100 м (см. рис. 6, г), как ожидалось, максимальная корреляция достигается при нулевом сдвиге по времени на всем протяжении трассы (см. рис. 6, г).

Опишем некоторые особенности динамики внутренних волн, генерируемых под действием баротропного прилива в южной части северо-восточного шельфа острова Сахалин, на примере разреза 5_2 (см. рис. 1). Эта часть Сахалинского шельфа также богата залежами углеводородов, в частности, здесь находятся перспективные Киринское, Южно-Киринское и Мынгинское месторождения.

Для выбранного разреза $Q = 50 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, а $E_k = 1650 \text{ кг} \cdot \text{с}^{-2}$. Прилив в совокупности со сложной геометрией дна способствует активному об-

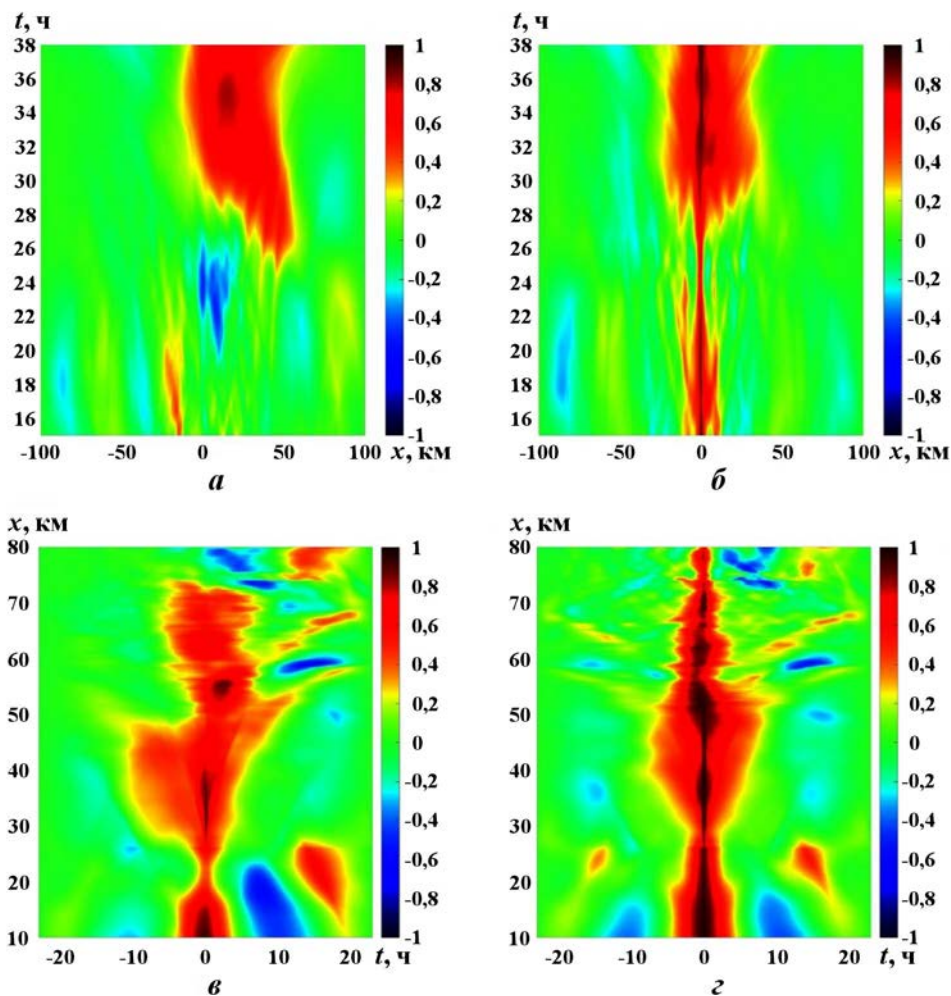


Рис. 6. Значения взаимно корреляционной функции для разреза 2_2: взаимная корреляция изопоикн, расположенных в поле фоновой плотности на глубине 30 и 100 м (а, в), 70 и 100 м (б, г) со сдвигом по координате x (а, б) и по времени t (в, г)

разованию уединенных внутренних волн. При этом даже беглый визуальный анализ позволяет определить наличие пучков внутренних волн, свидетельствующих о многомодовости волнового поля (в качестве примера на рис. 7 приведен снимок распределения горизонтальной скорости в разрезе через 20 ч от начала моделирования, где u_{btr} — скорость баротропного прилива).

Проанализируем также структуру записей отклонений изопоикн, расположенных на глубине 30 и 70 м, при $x = 30$ км (осциллограмма) с помощью вейвлет-разложений.

Одним из наиболее часто используемых в геофизических приложениях материнских вейвлетов является вейвлет Морле, представляющий собой плоскую волну, модулированную гауссовой функцией. Этот вейвлет имеет очень хорошую частотную локализацию, однако его вре-

менная локализация в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга хуже, чем у многих других часто используемых вейвлетов [28].

На рис. 8 представлена картина модулей коэффициентов вейвлет-преобразования $|W(a, b)|$ (см., например, [29]), а также глобальный спектр энергии и усредненный по полосе 4–60 мин спектр энергии для смещений изопоикны в верхнем пикноклине. Как видно из рис. 8, б, процесс колебаний изопоикны имеет сложную структуру. На периодах примерно 360, 760 и 1245 мин (6, 12,6, 21 ч) определяются квазипериодические колебания. Во второй половине записи достаточно большая часть энергии сосредоточена в относительно короткопериодном диапазоне — от 30 до 60 мин, появляются высокоэнергетичные волны с периодами около часа. На глобальном спектре энергии (см. рис. 8, в),

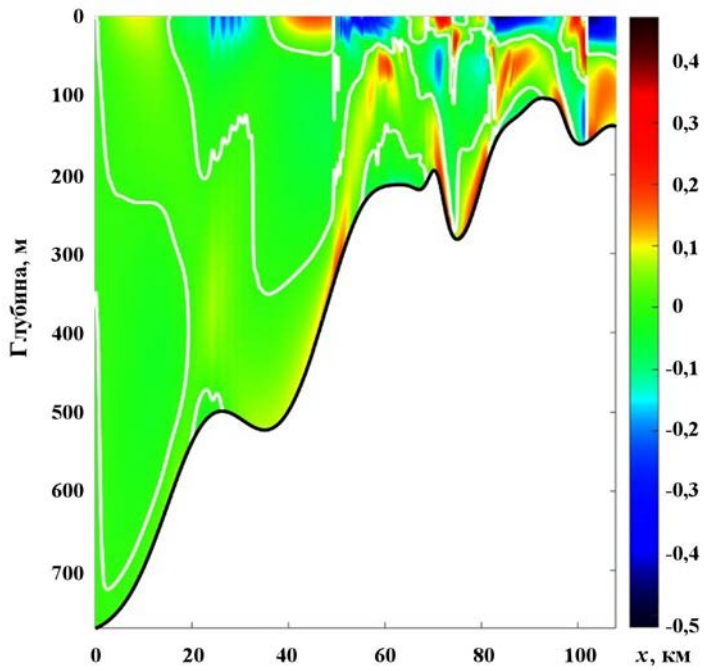


Рис. 7. Поле горизонтальной скорости $u - u_{btr}$ (м/с) для разреза 5_2 через 20 ч от начала моделирования (белая сплошная линия — линия нулевой скорости)

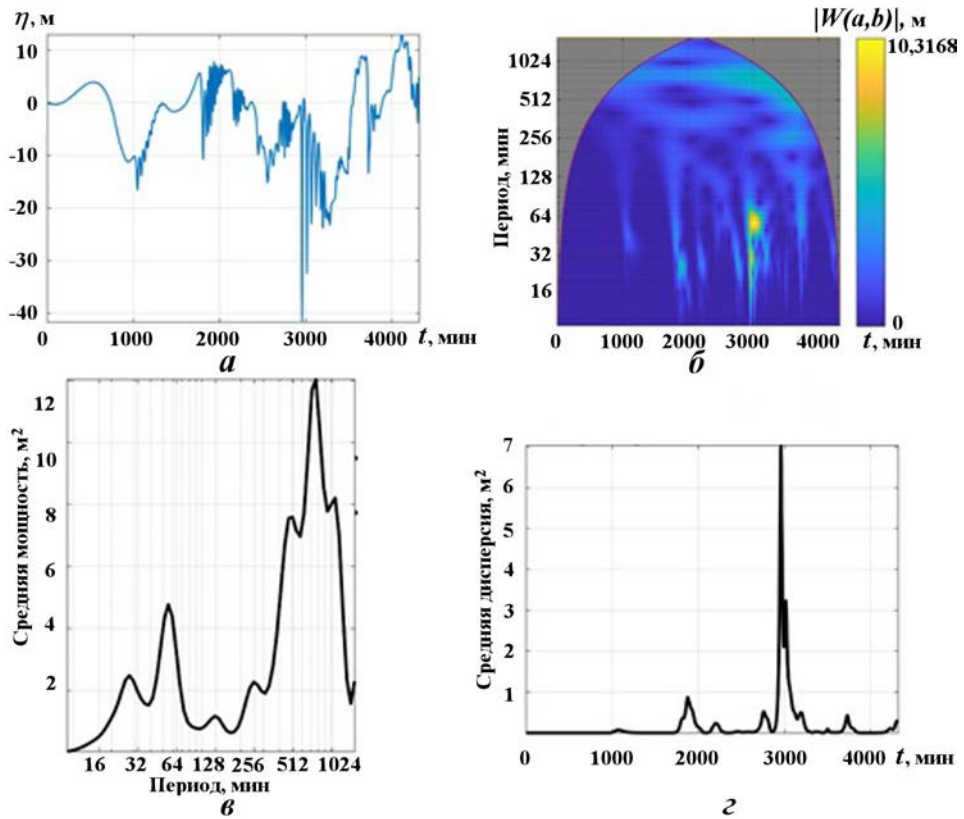


Рис. 8. Смещение изопикны, имеющей невозмущенное состояние на глубине 70 м (а), модули коэффициентов вейвлет-преобразования (б), глобальный спектр энергии (в) и усредненный по полосе 4–60 мин спектр энергии (г) для разреза 5_2

который является аналогом спектра Фурье, отчетливо видны локальные максимумы на периодах 28, 55, 128, 256, 470, 760 и 1081 мин (наибольшая средняя мощность достигается при 760 мин). Для оценки колебаний мощности в выбранном диапазоне масштабов (в данном случае 4–60 мин) вычисляется усредненная по полосе мощность как взвешенная сумма значений локального спектра энергии в заданном диапазоне (см., например, [30]). Усредненная по полосе энергия представляет собой временной ряд средней дисперсии в этой полосе [30] и может также использоваться для исследования модуляции волн одной частоты волнами другой частоты в рамках одной записи. Из рис. 8, *г* видно, что для выбранной полосы периодов между 2 845 и 3 200 мин наблюдается существенное повышение средней дисперсии (мощности), что связано с прохождением через точку $x = 30$ км сильнонелинейных уединенных внутренних волн большой амплитуды.

На рис. 9 представлена частотно-временная диаграмма значений вейвлет-когерентности смещений изопоикн на глубине 30 и 70 м, которая позволяет определить степень локальной корреляции двух временных рядов в частотно-временной области. Для вычисления этой величины используется следующая формула:

$$R^2(a, b) = \frac{|Q(W_1(a, b)W_2^*(a, b))|^2}{Q(|W_1(a, b)|^2) \cdot Q(|W_2(a, b)|^2)}, \quad (5)$$

где $W_i(a, b)$, $i = 1, 2$, — матрица коэффициентов непрерывного вейвлет-преобразования для i -го временного ряда; знак "*" — оператор комплексного сопряжения; Q — сглаживающий оператор по масштабу (псевдочастотам или псевдопериодам) и времени [31]. Коэффициент вейвлет-когерентности может принимать значения в интервале от 0 до 1; при этом значения, близкие к нулю, указывают на слабую коррелированность

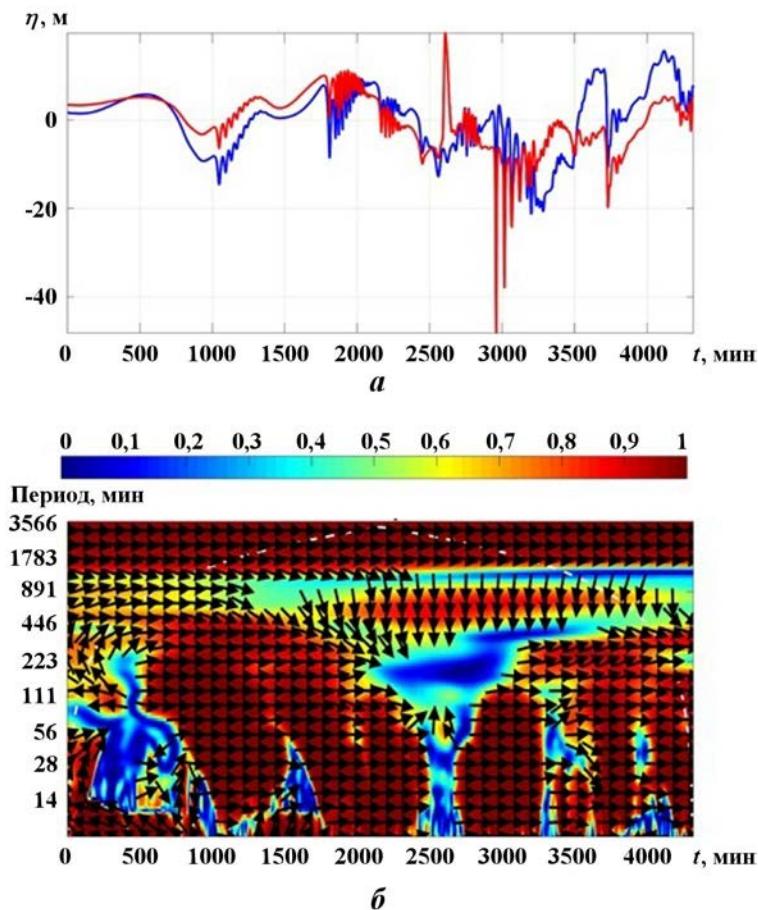


Рис. 9. Смещение изопоикн, расположенных на глубине 30 (—) и 70 м (—) в невозмущенном состоянии (*а*), и их вейвлет-когерентность, полученная с использованием аналитического вейвлета Морле (*б*)

временных рядов, тогда как значения, близкие к единице, свидетельствуют о сильной корреляции.

Стрелки на рис. 9, б показывают относительную фазу колебаний, при этом " \rightarrow " и " \leftarrow " можно интерпретировать как синфазные и антифазные колебания соответственно.

Из рис. 9, б, видно, что для смещений с периодами до ~ 60 мин на двух изопикнах возникают области сильной корреляции, где волны синфазны, которые сменяются областями слабой корреляции. Для более длинных колебаний — с периодами 500—1 000 мин — при $t > 1\,500$ мин от начала моделирования корреляция практически отсутствует, волны не синфазны. Смещения с периодами от 100 до 300 мин хорошо коррелированы и синфазны, за исключением времен от 2 200 до 3 000 мин от начала моделирования.

Заключение

На примере выбранных разрезов в Охотском море проведено моделирование динамики внутренних волн и показано, что в исследуемом регионе осуществляется классическая схема эволюции баротропных волн прилива в бароклинные с последующим образованием волновых бордов, при этом наблюдаемые режимы отличаются для выбранных разрезов. Во всех исследуемых случаях наблюдается сложная многомодовая сильнонелинейная динамика внутренних волн. Получены оценки амплитуд короткопериодных внутренних волн и длинных бароклинических волн, а также индуцированных ими скоростей. Для разрезов в Охотском море амплитуды короткопериодных внутренних волн составляли в среднем 10—15 м, а скорости индуцированных ими течений — 0,3—0,4 м/с как на дне, так и на поверхности (в том числе в глубоководной зоне разрезов). Структура поля скорости сильно неоднородна в пространстве и времени. По вертикали и горизонтали наблюдается существенная асимметрия течений (придонных/приповерхностных, в сторону шельфа/в сторону моря).

Представленные результаты получены в рамках государственного задания в сфере научной деятельности (тема № FSWE-2020-0007 "Волновой климат стратифицированного морского шельфа: нелинейные динамические процессы и их влияние на прибрежную зону и гидротехнические сооружения") и при поддержке гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ НШ-70.2022.1.5.

Список литературы

1. Вольцингер Н. Е., Андросов А. А., Клеванный К. А., Сафрай А. С. Океанологические модели негидростатической динамики: обзор // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2018. Т. 11, № 1. С. 3—20.
Voltsinger N. E., Androsov A. A., Klevannyi K. A., Safray A. S. Okeanologicheskie modeli negidrostaticheskoy dinamiki: obzor // Fundamentalnaya i prikladnaya gidrofizika. 2018. T. 11, № 1. S. 3—20.
2. Kanarska Y., Shchepetkin A., McWilliams J. C. Algorithm for non-hydrostatic dynamics in the Regional Oceanic Modeling System // Ocean Model. 2007. Vol. 18. P. 143—174.
3. Vlasenko V., Stashchuk N., Inall M., Hopkins J. Tidal energy conversion in a global hot spot: On the 3-D dynamics of baroclinic tides at the Celtic Sea shelf break // J. Geophys. Res.: Oceans. 2014. Vol. 119. DOI: 10.1002/2013JC009708.
4. Vlasenko V., Stashchuk N., Nimmo-Smith W. A. M. Three-dimensional dynamics of baroclinic tides over a seamount // Ibid. 2018. Vol. 123(2). P. 1263—1285.
5. Zeng Z., Brandt P., Lamb K., Greatbatch R., Dengler M., Claus M., Chen X. Three Dimensional Numerical Simulations of Internal Tides in the Angolan Upwelling Region // Ibid. 2021. Vol. 126. DOI: 10.1029/2020JC016460.
6. Семин С. В., Куркина О. Е., Куркин А. А., Гиниятуллин А. Р. Численное моделирование динамики стратифицированного озера // Труды Нижегородского гос. тех. ун-та им. П. Е. Алексеева. 2012. Т. 95(2). С. 48—65.
Syemin S. V., Kurkina O. E., Kurkin A. A., Giniyatullin A. R. Chislennoe modelirovanie dinamiki stratifitsirovannogo ozera // Trudy Nizhegorodskogo gos. tekhn. un-ta im. P. E. Alekseeva. 2012. T. 95(2). S. 48—65.
7. Зайцев А. И., Семин С. В., Костенко И. С. Натурные измерения и численное моделирование гидрологических параметров в озере Тунайча // Там же. 2014. Т. 103(1). С. 46—52.
Zaytsev A. I., Syemin S. V., Kostenko I. S. Naturnye izmereniya i chislennoe modelirovanie gidrologicheskikh parametrov v ozere

- Tunaycha // *Tam zhe.* 2014. Т. 103(1). С. 46–52.
8. Талалушкина Л. В., Козелков А. С., Куркин А. А., Куркина О. Е., Лобовиков П. В. Генерация и распространение интенсивных внутренних волн в двухслойной жидкости: лабораторный эксперимент и численное моделирование // *Экологические системы и приборы.* 2020. № 10. С. 59–69.
Talalushkina L. V., Kozelkov A. S., Kurkin A. A., Kurkina O. E., Lobovikov P. V. Generatsiya i rasprostraneniye intensivnykh vnutrennikh voln v dvukhsloynoy zhidkosti: laboratornyy eksperiment i chislennoye modelirovaniye // *Ekologicheskie sistemy i pribory.* 2020. № 10. S. 59–69.
 9. Lamb K. G., Farmer D. Instabilities in an internal solitary-like wave on the Oregon shelf // *J. Phys. Oceanogr.* 2011. Vol. 41. P. 67–87. DOI: 10.1175/2010JPO4308.1.
 10. Rivera-Rosario G., Diamesis P. J., Lien R.-C., Lamb K. G., Thomsen G. N. Formation of recirculating cores in convectively breaking internal solitary waves of depression shoaling over gentle slopes in the South China Sea // *Ibid.* 2020. Vol. 50. P. 1137–1157.
 11. Masunaga E., Uchiyama Y., Yamazaki H. Strong internal waves generated by the interaction of the Kuroshio and tides over a Shallow Ridge // *J. Phys. Oceanogr.* 2019. Vol. 49(11). P. 2917–2934.
 12. Davis K. A., Arthur R. S., Reid E. C., Rogers J. S., Fringer O. B., DeCarlo T. M., Cohen A. L. Fate of internal waves on a shallow shelf // *J. Geophys. Res.: Oceans.* 2020. Vol. 125. DOI:10.1029/2019JC015377.
 13. Fringer O. B., Gerritsen M., Street R. L. An unstructured-grid, finite-volume, nonhydrostatic, parallel coastal ocean simulator // *Ocean Model.* 2006. Vol. 14. P. 139–173.
 14. Vitousek S., Fringer O. B. Physical vs. numerical dispersion in nonhydrostatic ocean modeling // *Ibid.* 2011. Vol. 40. P. 72–86.
 15. Marshall J., Adcroft A., Hill C., Perelman L., Heisey C. A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers // *J. Geophys. Res.: Oceans.* 1997. Vol. 102. P. 5753–5766.
 16. Chalamalla V. K., Santilli E., Scotti A., Jalali M., Sarkar S. SOMAR-LES: a framework for multi-scale modeling of turbulent stratified oceanic flows // *Ocean Model.* 2017. Vol. 120. P. 101–119.
 17. Lai Z., Chen C., Cowles G. W., Beardsley R. C. A nonhydrostatic version of FVCOM: 1. Validation experiments // *J. Geophys. Res.: Oceans.* 2010. Vol. 115. P. 1–23.
 18. Garcia M., Choboter P. F., Walter R. K., Castillo J. E. Validation of the nonhydrostatic General Curvilinear Coastal Ocean Model (GCCOM) for stratified flows // *J. Comp. Science.* 2019. Vol. 30. P. 143–156.
 19. Тюгин Д. Ю., Куркин А. А., Пелиновский Е. Н., Куркина О. Е. Повышение производительности программного комплекса для моделирования внутренних гравитационных волн IGW Research с помощью Intel®Parallel Studio XE 2013 // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика.* 2012. Т. 5, № 3. С. 89–95.
Tyugin D. Yu., Kurkin A. A., Pelinovskiy E. N., Kurkina O. E. Povysheniye proizvoditelnosti programmnoy kompleksa dlya modelirovaniya vnutrennikh gravitatsionnykh voln IGW Research s pomoshchyu Intel®Parallel Studio XE 2013 // *Fundamentalnaya i prikladnaya gidrofizika.* 2012. T. 5, № 3. S. 89–95.
 20. Lamb K. Numerical experiments of internal wave generation by strong tidal flow across a finite amplitude bank edge // *J. Geophys. Res.* 1994. Vol. 99. P. 843–864.
 21. Путов В. Ф., Шевченко Г. В. Особенности приливного режима на северо-восточном шельфе о. Сахалин // *Тематический выпуск Дальневосточного регионального научно-исследовательского гидрометеорологического института № 1.* Владивосток: Дальнаука, 1998. С. 61–82.
Putov V. F., Shevchenko G. V. Osobennosti prilivnogo rezhima na severo-vostochnom shelfe o. Sakhalin // *Tematicheskiy vypusk Dalnevostochnogo regionalnogo nauchno-issledovatel'skogo gidrometeorologicheskogo instituta № 1.* Vladivostok: Dalnauka, 1998. S. 61–82.

22. Шевченко Г. В. О квазипериодической сезонной изменчивости гармонических постоянных приливов в северо-западной части Охотского моря // *Метеорология и гидрология*. 1996. № 8. С. 90–99.
Shevchenko G. V. О kvaziperiodicheskoy sezonnoy izmenchivosti garmonicheskikh postoyannykh prilivov v severo-zapadnoy chasti Okhotskogo morya // *Meteorologiya i gidrologiya*. 1996. № 8. S. 90–99.
23. Kowalik Z., Polyakov I. Tides in the Sea of Okhotsk // *J. Phys. Oceanogr.* 1998. Vol. 28(7). P. 1389–1409.
24. Egbert G. D., Erofeeva S. Y. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides // *J. Atmos. Oceanic Technol.* 2002. Vol. 19(2). P. 183–204.
25. Рувинская Е. А., Куркина О. Е., Куркин А. А. Перенос частиц и динамические эффекты при трансформации бароклинной приливной волны в условиях шельфа дальневосточных морей // *Экологические системы и приборы*. 2021. № 11. С. 109–118.
Ruvinskaya E. A., Kurkina O. E., Kurkin A. A. Perenos chastits i dinamicheskie efekty pri transformatsii baroklinnoy prilivnoy volny v usloviyakh shelfa dalnevostochnykh morey // *Ekologicheskie sistemy i pribory*. 2021. № 11. S. 109–118.
26. Vlasenko V., Stashchuk N., Hutter K. Baroclinic Tides: Theoretical Modeling and Observational Evidence. Cambridge University Press, 2005.
27. Лапотников А. Г., Котельников А. С., Аппо Й. К. Геологическое строение, перспективы нефтегазоносности и проект разведочного бурения на месторождении Пильтун-Астохское // *Булатовские чтения*. 2018. Т. 3. С. 153–165.
Lapotnikov A. G., Kotelnikov A. S., Appo Y. K. Geologicheskoe stroenie, perspektivy neftegazonostnosti i proekt razvedochnogo bureniya na mestorozhdenii Piltun-Astokhsкое // *Bulatovskie chteniya*. 2018. T. 3. S. 153–165.
28. Daubechies I. The wavelet transform, time-frequency localization and signal analysis // *IEEE Transactions on Information Theory*. 1990. Vol. 5. P. 961–1005.
29. Жегулин Г. В. Использование вейвлет-анализа для оценки связи гидрологических и гидрооптических колебаний в диапазоне внутренних волн по данным натурных наблюдений в Белом море // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2016. Т. 9, № 3. С. 48–56.
Zhegulín G. V. Ispolzovanie veyvlet-analiza dlya otsenki svyazi gidrologicheskikh i gidroopticheskikh kolebaniy v diapazone vnutrennikh voln po dannym naturnykh nabludeniy v Belom more // *Fundamentalnaya i prikladnaya gidrofizika*. 2016. T. 9, № 3. S. 48–56.
30. Torrence C., Compo G. P. A practical guide to wavelet analysis // *Bull. Am. Met. Soc.* 1998. Vol. 79 (1). P. 61–78.
31. Torrence C., Webster P. Interdecadal Changes in the ENSOMonsoon System // *J. Clim.* 1999. Vol. 12. P. 2679–2690.

Статья поступила в редакцию 10.06.22.